

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 539.184.5 : 546.291

ИЗУЧЕНИЕ РЕЛАКСАЦИИ 2^3S_1 СОСТОЯНИЯ He^4
С ПОМОЩЬЮ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА

Ю. К. Доломанский

Эффект Ханле с одним модулирующим полем частоты ω [1], называемый также «параметрическим резонансом» [2], дает удобный метод изучения релаксации метастабильных атомов He^4 . Для чисто поперечной накачки (луч накачки по оси OX , статическое H_z и модулирующее H_1 поля по оси OZ , остальные компоненты статического поля равны нулю) сигнал на фотодетекторе, пропорциональный интенсивности света накачки, прошедшего через исследуемую ячейку с He^4 , имеет вид ряда по гармоникам частоты ω , амплитуда которых изменяется резонансным образом при $\gamma H_z = \pm k\omega$ (k — порядок резонанса). Для амплитуды первой гармоники нулевого порядка он имеет вид

$$S \sim M_0 \frac{\tau}{\tau_p} J_0\left(\frac{\gamma H_1}{\omega}\right) J_1\left(\frac{\gamma H_1}{\omega}\right) \frac{\gamma H_z \tau}{1 + (\gamma H_z \tau)^2}. \quad (1)$$

В этом выражении $(1/\tau) = (1/\tau_p) + (1/\tau_R)$, τ_R — время релаксации, τ_p — время накачки, обратно пропорциональное интенсивности света накачки, γ — гиромагнитное отношение, $J_i(\gamma H_1/\omega)$ — функция Бесселя i -того порядка, M_0 — стационарная ориентация, достигаемая оптической накачкой при отсутствии релаксации и внешних полей. Величина M_0 в приближении отсутствия перемешивания p -состояний для He^4 соответствует 100% ориентации образца [3]. В этом приближении отношение τ/τ_p равно практически достигаемому параметру ориентации.

При медленной развертке поля H_z сигнал имеет вид лоренцовой кривой дисперсии с центром в нулевом поле (линия Ханле) и полушириной $\Delta H = 1/\gamma\tau$. Измеряя последнюю для разных условий накачки, можно изучать процессы релаксации в He^4 . Этот метод привлекателен по двум причинам. Во-первых, ширина зависит только от релаксационных процессов в образце и не имеет других источников уширения (как, например, радиочастотное и модуляционное уширения в магнитном резонансе). Во-вторых, в случае He^4 сигнал регистрируется при очень высоком отношении сигнал—шум (до 35 000 [4]), что позволяет реализовать высокую точность измерений.

В работе [4] была обнаружена сильная зависимость ширины линии Ханле от интенсивности разряда в ячейке (в качестве меры этой интенсивности использовался процент поглощения света накачки). Эта зависимость была детально исследована в работе [5] импульсным методом. Путем экстраполяции к нулю интенсивности света накачки была определена зависимость $1/\tau_R$ от интенсивности разряда в ячейке (в качестве меры интенсивности разряда использована интенсивность свечения ячейки, которая измерялась по току фотодетектора). Была обнаружена линейная зависимость $1/\tau_R$ от тока фотодетектора.

Ниже описан метод, позволяющий оценить вклады основных видов релаксации в наблюдаемую ширину линии Ханле. Общая полуширина линии может включать следующие виды уширений

$$\Delta H = \Delta H_l + \Delta H_s + \Delta H_d + \Delta H_v. \quad (2)$$

В этом выражении $\Delta H_1 = 1/\gamma \tau_p$ — световое уширение, связанное с поглощением света накачки исследуемыми атомами и пропорциональное интенсивности этого света; ΔH_s — уширение, вызванное разрядом в ячейке, в частности, за счет процесса самопоглощения света, излучаемого самой ячейкой [6] и пропорциональное свечению ячейки (в работе [6] этот источник уширения связывается с обменными столкновениями атомов с электронами плазмы, но эта интерпретация является пока спорной [7]); $\Delta H_d = \pi^2 D/\gamma r^2$ — уширение за счет диффузии метастабильных атомов к стенке ячейки [8] (r — радиус ячейки, D — коэффициент диффузии для известного давления в ячейке); $\Delta H_v = \sigma v N/\gamma$ — уширение за счет дезориентирующих столкновений с молекулами примесей в объеме ячейки [9] (σ — эффективное сечение дезориентации, v — относительная скорость, N — число молекул примеси в см³).

Изменяя интенсивность света накачки и интенсивность свечения ячейки в известное число раз и измеряя ширину линии Ханле, можно определить на основе выражения (2) все рассмотренные виды уширения. Для этого формулу (2) удобно представить в виде

$$\Delta H = xn + ym + \Delta H_d + \Delta H_v. \quad (3)$$

В этом выражении $x = \Delta H_1^0$ — световое уширение для некоторой минимальной интенсивности света накачки, используемой в эксперименте; n — кратность увеличения интенсивности света накачки; $y = \Delta H_s^0$ — уширение за счет разряда для некоторой минимальной интенсивности свечения ячейки, используемой в эксперименте; m — кратность увеличения интенсивности свечения ячейки. Поскольку ΔH_d можно вычислить для известного давления в ячейке, то для определения трех неизвестных x , y и ΔH_v из уравнения (3) достаточно измерить ΔH для трех комбинаций чисел n и m и для них определить вклады всех видов уширения.

Эксперимент был выполнен в 4-х слойном магнитном экране [10], компоненты остаточного поля которого были скомпенсированы до величины 0.01 нТ. Частота модулирующего поля выбрана равной $\omega/2\pi = 20$ кГц. Интенсивность света накачки и интенсивность свечения ячейки определялись по току фотодиода ФД-24. Максимальные значения чисел n и m , использованные в эксперименте, равны $n=5$, $m=8$. Сигнал записывался на двухкоординатном самописце при отношении сигнал—шум от 600 до 6000. При этом максимальная погрешность измерения ширины составляла 0.3 нТ.

Была экспериментально подтверждена линейная зависимость уширения ΔH_1 от интенсивности света накачки, а также линейная зависимость уширения ΔH_s от интенсивности свечения ячейки. При этом обнаружено, что для одинаковой кратности увеличения соответствующих интенсивностей уширения ΔH_s изменяется почти в 3 раза сильнее, чем уширение ΔH_1 . Это, по-видимому, объясняется тем, что свет, излучаемый ячейкой, имеет все три возможные поляризации и имеет больше возможностей поглощения, чем свет накачки, имеющий только один вид круговой поляризации.

С помощью описанного метода была исследована партия ячеек с He⁴. В частности, для ячейки диаметром 6 см при давлении гелия 0.5 Тор получены следующие значения уширений для оптимальных условий работы (минимальное свечение ячейки $m=1$, максимальный свет накачки $n=5$): $\Delta H = 26.3$ нТ, $\Delta H_1 = 14.4$ нТ, $\Delta H_s = 4.9$ нТ, $\Delta H_d = 6.0$ нТ, $\Delta H_v = 1.0$ нТ. На основе этих данных легко оценить достигнутый параметр ориентации $\tau/\tau_p = \Delta H_1/\Delta H$. В предположении отсутствия перемешивания p -состояний он равен 55%.

Неравенство нулю уширения ΔH_v свидетельствует о наличии примесей. Их парциальное давление можно оценить, используя величину $\sigma \sim 10^{-15}$ см² (это приближенная оценка сечения для аргона, ксенона и воздуха, определенная в работе [9]). Для парциального давления получим $5 \cdot 10^{-5}$ Тор. Этот пример показывает, что предложенный метод может быть использован для определения эффективных сечений дезориентации для метастабильного состояния гелия, если в ячейку вводить контролируемое количество известных молекул примесей.

- [1] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, S. Haroche, F. Lalóé. *Rev. Phys. Appl.*, 5, 95, 1970.
- [2] Л. Н. Новиков, Г. В. Скороцкий, Г. И. Соломахо. *Усп. физ. наук*, 113, 597, 1974.
- [3] L. D. Scheerer. *Advances in Quantum Electronics*, 239, Columbia Univ. Press, 1961.
- [4] R. E. Slocum. *Phys. Rev. Lett.*, 29, 1642, 1972.
- [5] В. В. Евстрафьев, Р. А. Житников, Б. Н. Севастьянов. *ЖТФ*, 45, 669, 1975.
- [6] Н. Н. Якобсон, Е. Б. Александров. *ЖТФ*, 48, 1914, 1978.
- [7] В. Н. Михайловский, Л. И. Грабар, В. И. Троцюк. В сб.: *Отбор и передача информации*, вып. 31, 53. Изд. «Наукова думка», Киев, 1972.
- [8] A. V. Phelps. *Phys. Rev.*, 99, 1307, 1955.
- [9] F. D. Colegrove, R. A. Franken. *Phys. Rev.*, 119, 680, 1960.
- [10] Ю. К. Долманский, В. М. Рыжков, П. Н. Сальников, В. А. Фадеев. Установка для получения слабых магнитных полей и их измерение с помощью эффекта Ханле. Депонир. в ВИНТИ, № 1990-80 Деп, РФГфиз., 9А70 Деп, 1980.

Поступило в Редакцию 19 января 1982 г.

УДК 537.311.33 : 535

СПИН-ЗАВИСИМАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ

В. И. Стриха и О. В. Третьяк

В ряде работ [1-4] сообщалось о явлении спин-зависимой рекомбинации неравновесных носителей заряда на поверхности кремния, аморфном кремнии и кремнии с повышенной плотностью дислокаций. Величина относительного изменения фотопроводимости $\delta\Delta\sigma/\Delta\sigma$ в условиях спинового резонанса оказалась значительно (иногда на несколько порядков) больше 10^{-6} , предсказанного простейшей моделью [1]. В последующих работах [5-7] было предложено несколько различных моделей, позволяющих объяснить наблюдаемую величину $\delta\Delta\sigma/\Delta\sigma$. Однако только в работе [8] авторы учли специфику рекомбинации носителей заряда в существенно неупорядоченных полупроводниках, к которым, безусловно, относятся все перечисленные объекты. На рис. 1 изображена схема рекомбинации по указанной модели. Здесь E_1 и E_2 — связанные локализованные состояния в запрещенной зоне. Это могут быть либо донорно-акцепторные пары, либо другие центры геометрически близко расположенные. Здесь следует отметить, что модель рекомбинации электронно-дырочных пар в неупорядоченных полупроводниках через связанные состояния только без учета спина носителей уже ранее привлекалась для объяснения экспериментальных результатов [9]. В исходном состоянии в условиях термодинамического равновесия уровень E_1 заполнен полностью, уровень E_2 пуст, так что уровень Ферми расположен между E_1 и E_2 . Под действием кванта света рождается электронно-дырочная пара. Дырка захватывается на уровень E_1 , а электрон — на уровень E_2 . Последующий акт рекомбинации (переход электрона с уровня E_2 на уровень E_1) возможен, если спины электрона на уровне E_2 и неспаренного электрона на уровне E_1 антипараллельны, то есть образуют синглетную (S) конфигурацию. В противном случае — триплетная конфигурация (T_+ , T_0 , T_- — соответственно для трех проекций суммарного спина по направлению магнитного поля) — переход запрещен. В начальный момент рождения неравновесных носителей парные состояния находятся в S и T конфигурациях со статистическими весами $1/4$ и $3/4$. Так как рекомбинация в паре разрешена только для синглетных состояний, то в стационарном состоянии статистический вес триплетных состояний возрастает, а синглетных — соответственно уменьшается. Скорость рекомбинации можно увеличить, если каким-либо образом вызвать триплет-